

О ПОВЫШЕНИИ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЁМНОЙ СКОРОСТИ ПОТОКА КРОВИ В УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ СИСТЕМАХ

И.В. Скресанова, Е.А. Баранник

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4

Поступила в редакцию 7 сентября 2006 г.

На основе известного решения для полного доплеровского спектра мощности в настоящей работе получены аналитические выражения для мгновенной мощности доплеровского сигнала, учитывающие фокусирование волн при произвольном соотношении между длительностью зондирующих импульсов и диаметром кровеносного сосуда. Показано, что мгновенная мощность позволяет судить об изменении диаметра сосуда за кардицикл. Найденные выражения позволяют уточнить методику определения расхода крови в процессе ультразвуковых диагностических исследований.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ультразвук, доплеровский спектр, объёмная скорость потока крови, расход крови

В медицинской практике для измерения скорости потока крови широко используются ультразвуковые измерительные системы, принцип действия которых основан на эффекте Доплера [1]. Непрерывный или импульсный сигнал, излучённый ультразвуковым преобразователем, рассеивается на неоднородностях крови, а затем улавливается приёмным преобразователем. Выделенный известными математическими методами доплеровский сигнал после аналого-цифрового преобразования подвергается компьютерному анализу. В нестационарном за период кардицикла спектре мощности доплеровского сигнала содержится информация о мгновенной средней по сечению сосуда скорости потока крови.

Одним из важнейших параметров, определяемых в процессе ультразвуковых доплеровских исследований, является расход крови Q (единица измерения: $\text{см}^3/\text{с}$). С помощью этого параметра можно количественно оценивать производительность сердца и его способность увеличивать насосную функцию при различных, например, тканевом метаболизме, ведущего к возрастанию кислородного запроса тканей [2]. Расход крови лежит также в основе расчёта целого ряда величин, характеризующих работу сердца в целом аппарата кровообращения. К их числу относятся такие производные показатели, как механическая работа и мощность сердечного сокращения, сопротивление сосудистого русла и др.

Расход крови определяется непосредственно измеряемой величиной Time Average Velocity (TAV, единица измерения: $\text{см}/\text{с}$), которая представляет собой усреднённую по времени и среднюю по сечению сосуда скорость потока крови. Используя TAV и диаметр сосуда, можно вычислить величину так называемой объёмной скорости потока V_{vol} (единица измерения: $\text{мл}/\text{мин}$) [2]:

$$V_{\text{vol}} = Q \cdot 60 = A \cdot \text{TAV} \cdot 60, \quad \text{TAV} = \frac{1}{T_h} \int_0^{T_h} \hat{V}(t') dt', \quad (1)$$

где $A = \pi R^2$ – площадь поперечного сечения сосуда в диастоле, T_h – длительность кардицикла, \hat{V} – мгновенная средняя по сечению сосуда скорость потока крови.

Известно, что кровь выбрасывается сердцем отдельными порциями, вследствие чего поток крови в артериях имеет пульсирующий характер, а его линейная и объёмная скорости непрерывно изменяются: они максимальны в аорте и лёгочной артерии в момент систолы желудочков и уменьшаются во время диастолы. Аналогичным образом изменяется и площадь поперечного сечения сосудов, поэтому ошибка измерения объёмной скорости потока крови по приближенной формуле (1) может достигать 30-35%. В настоящей работе вопрос о точности определения расхода крови исследован в рамках теории [3], позволяющей ранее [4] связать средние по сечению сосуда скорости потока крови со спектральными характеристиками доплеровских сигналов и средним значением частоты доплеровского сдвига, измеренной при обследовании.

Постановка задачи

В соответствии с (1) точность оценки объёмной скорости потока крови зависит от соответствия измеренной величины диаметра сосуда его истинному значению, чего при визуальной оценке в В-режиме, как правило, достичь не удаётся. С учётом пульсаций сосудистой стенки для повышения

диагностической информативности показателя расхода крови Q используют индекс пульсации IP , который измеряется при помощи М-эхограмм и равен отношению диаметров в систоле и диастоле. В этом случае объемную скорость потока крови вычисляют по формуле [2]:

$$V_{vol} = A \cdot TAV \cdot IP \cdot 60,$$

однако для большинства даже магистральных стволов подобная методика трудно осуществима из-за особенностей их анатомического расположения.

Ограничения, связанные с непостоянством площади поперечного сечения сосуда, можно снять, если для расхода крови использовать его точное определение

$$V_{vol} = \int_0^{T_h} Q(t) dt = \int_0^{T_h} A(t) \hat{V}(t) dt. \quad (2)$$

Для этого в работе [5] предложено при вычислении расхода крови, а значит, и при определении объемной скорости потока крови, переменную площадь поперечного сечения сосуда $A(t)$ находить по формуле:

$$A(t) = \frac{A_{max}}{P_{max}} \cdot P(t), \quad \hat{P}(t) = \int_{t-T/2}^{t+T/2} |e_d(t')|^2 dt', \quad (3)$$

где $P(t)$ - оценка мгновенной мощности доплеровского сигнала $e_d(t)$ для интервала времени T , в течение которого производится измерение средней по сечению скорости потока крови. Средняя по сечению сосуда скорость TAV однозначно связана со средней частотой доплеровского сдвига [1,3,4] и измеряется при помощи ультразвуковых доплеровских и спектрально-доплеровских методов [1,2]. Поэтому время T должно быть существенно меньше T_h , а его оптимальная величина определяется достижимой точностью доплеровского измерения скорости крови.

Мощность доплеровского сигнала $P(t)$ содержит информацию о площади поперечного сечения сосуда и может повысить точность измерения объемного потока крови [5]. Однако, сделанные выводы не дают представления о границах применимости выражения (3) при различных режимах зондирования и, кроме того, относятся только к площади сечения сосуда. В то же время зависимость средней по сечению кровеносного сосуда скорости потока крови при произвольной ширине фокусированного пучка волн и соотношении между длительностью зондирующих импульсов и диаметром кровеносного сосуда известна [4]. Такая же зависимость от радиуса кровеносного сосуда может быть установлена и для мощности доплеровского сигнала, если использовать известные результаты для спектральной плотности мощности доплеровских сигналов [1,3,4,6-8]. Общую связь выражений (2) и (3) со спектральными характеристиками доплеровских сигналов несложно увидеть, если использовать известную теорему Парсевала

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} |e_d(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) d\omega,$$

которая справедлива и для конечных промежутков времени T .

Зависимость мощности доплеровского сигнала от радиуса сосуда

Общие аналитические выражения для полных доплеровских спектров, учитывающие фокусирование волн при произвольном соотношении между длительностью зондирующих импульсов и диаметром кровеносного сосуда были получены в [3,4]. Ниже при вычислении диагностических параметров будут использованы выражения в случае пуазейлевского профиля скоростей, который в норме характерен для кровеносных сосудов. Кроме того, везде предполагается, что центр измерительного объема, формируемого зондирующим импульсом, совпадает с осью кровеносного сосуда, где скорость движения максимальна и равна V_0 .

Так, при непрерывном излучении, когда число периодов несущей частоты в импульсе $N \rightarrow \infty$, выражение для спектральной мощности доплеровского сигнала в случае широких пучков волн со слабым фокусированием $R^2 \ll a^2(1+\gamma^2)^{-1}$ оказывается независящим от частоты и имеет вид [1,3]:

$$S(t, \omega) = S_0 = \frac{\sqrt{2\pi} \langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \rangle (\pi A R a^2 k^2)^2}{16 V_0 \sigma_0^2 \cos^2 \vartheta} \nu \frac{(1+\gamma^2)^2}{l_F^2}, \quad (4)$$

$$\sigma_0^2 = \frac{a^2}{8l_F^2} (1+\gamma^2) \nu g^2 \vartheta + (\pi N)^{-2},$$

где $\gamma = l_F/R_0$ - степень фокусирования волн, R_0 - радиус кривизны активного элемента преобразователя, $l_F = \pi a^2/\lambda$ - длина зоны Френеля, $a = \alpha b$ - полуширина пучка с гауссовской аподизацией апертуры ($\alpha = \cos \vartheta \leq 1$), A - амплитуда акустического давления в падающем пучке волн, ν - постоянная, зависящая от радиуса корреляции рассеивающих неоднородностей, $\langle (\tilde{\beta} - \bar{\rho})^2 \rangle$ - статистически усредненный квадрат разности флуктуаций сжимаемости и плотности крови, обусловленных наличием эритроцитов, N - число колебаний несущей частоты в зондирующем импульсе, ϑ - угол зондирования. Зависимость от времени появляется, если считать выражение (4) спектральной оценкой, которая зависит от времени радиуса сосуда.

В случае непрерывного излучения узких пучков волн $R^2 \gg a^2$, а также при сильном фокусировании пучков $R^2 \gg a^2(1+\gamma^2)^{-1}$, когда $\gamma \gg 1$, выражение приобретает вид:

$$S(t, \omega) = \frac{S_0}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{2R^2}{a^2} (1+\gamma^2) \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \right]^{-1/2}, \quad \omega \leq \omega_0 = 2kV_0 \cos \vartheta, \quad (5)$$

которое при $\gamma \rightarrow 0$ переходит в формулу для нефокусированных волн [6].

При условии достаточно сильного фокусирования $R^2 \gg a^2(1+\gamma^2)^{-1}$ и большой длительности зондирующего импульсов имеем следующее выражение:

$$S(t, \omega) = \frac{S_0}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{2R^2}{a^2} (1+\gamma^2) \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \right)^{-1/2} \exp \left(-\frac{4R^2}{a^2} (1+\gamma^2) \frac{(\pi N \cos \vartheta)^{-2} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)}{\sigma_0^2} \right), \quad (6)$$

Здесь рассмотрим импульсы, имеющие такие длительности, что для N выполняется условие $(\pi N \cos \vartheta)^{-2} \leq 1$. Если потребовать также, чтобы ширина зондирующего пучка в реальном фокусе поперечному сечению совпадала с диаметром сосуда, то полный доплеровский спектр имеет экспоненциальный вид:

$$S(t, \omega) = S_0 \exp \left(-\frac{4R^2}{a^2} (1+\gamma^2) \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \right). \quad (7)$$

Сравнивая выражения (4) и (7), можно отметить более слабую частотную зависимость мощности доплеровского спектра в случае непрерывного излучения, что связано с наличием в измерительном объеме областей с низкими скоростями движения. По этой же причине выражение (6) сильнее зависит от частоты, чем (5).

Интерес представляет также рассмотрение спектров в случае малого измерительного объема, как в продольном, так и в поперечном направлениях. В этом случае можно пренебречь существованием градиента скорости движения крови и заменить пуазейлевский поток «поршневым» потоком с постоянной по сечению скоростью V_0 в центре сосуда. Тогда спектр определяется следующей формулой:

$$S(t, \omega) = \frac{\tilde{S}_0}{V_0} \left(\frac{4R^2}{a^2} (1+\gamma^2) \right)^{-1} \cdot \exp \left(-\frac{\Omega_0^2}{2\sigma_0^2} \right), \quad (8)$$

$$\tilde{S}_0 = \frac{\langle (\tilde{\beta} - \bar{\rho})^2 \rangle (\pi A R a^2 k^2)^2}{16\sigma_0^2 \cos^2 \vartheta} \nu \frac{(1+\gamma^2)^2}{l_F^2} \quad \Omega_0 = \frac{\omega}{\omega_0} - 1 = \frac{\omega}{2kV_0 \cos \vartheta} - 1.$$

Для вычисления мощности доплеровского сигнала достаточно произвести интегрирование в диапазоне частот от 0 до максимальной частоты ω_0 . Случай непрерывного излучения широких пучков волн со слабым фокусированием является наиболее простым для рассмотрения, так как в этом случае

доплеровский спектр (4) для пузелейевского потока оказывается равномерным вплоть до максимальной частоты ω_0 , а интегрирование сводится к умножению на ω_0 :

$$P(t) = \frac{S_0 \omega_0}{2\pi} = \frac{\langle (\beta - \rho)^2 \rangle k (\pi A R a^2 k^2)^2}{8\sqrt{2\pi} \sigma_0^2 \cos \vartheta} v \frac{(1 + \gamma^2)^2}{l_F^2} \sim R^2(t)$$

Обратим внимание на то, что мощность доплеровского сигнала не зависит от скорости и действительно пропорциональна в этом случае площади сечения сосуда.

При непрерывном излучении узких пучков волн интегрирование выражения (5) сводится к нахождению табличного интеграла, в результате чего выражение для мгновенной мощности имеет следующий вид:

$$P(t) = \frac{S_0 \omega_0}{2\pi} \left(\frac{4R^2}{\pi a^2} (1 + \gamma^2) \right)^{-1/2} \sim R(t).$$

В случае сильного фокусирования и большой длительности импульсов после интегрирования (6) следует воспользоваться разложением функции $erf(x)$ в степенной ряд при малых значениях аргумента с точностью до квадратичных членов. Тогда

$$P(t) = \frac{S_0 \omega_0}{\pi \sqrt{2\pi}} \left(\frac{2R^2}{\pi a^2} (1 + \gamma^2) c_- \right)^{-1/2} \sim R(t).$$

При условии слабого фокусирования и широких коротких импульсов после интегрирования (7) можно получить выражение для мгновенной мощности, независящее от радиуса сосуда:

$$P(t) = \frac{S_0 \omega_0}{2\pi} \left(\frac{4R^2}{\pi a^2} (1 + \gamma^2) \right)^{-1} \left(1 - \exp \left(-\frac{4R^2}{a^2} (1 + \gamma^2) \right) \right) \sim R^0.$$

Наконец, вычисления в случае малого измерительного объема также сводятся к интегрированию соответствующего этому случаю выражения для полного спектра мощности доплеровского сигнала (8) и дальнейшему разложению функции $erf(x)$ в ряд как и в случае с (6), в результате чего находим:

$$P(t) = \frac{S_0 \omega_0}{2\pi V_0} \left(\frac{4R^2}{\pi a^2} (1 + \gamma^2) \right)^{-1} \sim R^0.$$

Полученное выражение для мгновенной мощности также как и в случае широких коротких импульсов не зависит от радиуса сосуда.

Проведенные вычисления показали, что мощность доплеровского сигнала $P(t)$ является функцией радиуса сосуда, что позволяет непосредственно по ней судить о величине поперечного сечения сосуда. В случае непрерывного излучения широких пучков волн со слабым фокусированием $P(t) \sim R^2$. При непрерывном излучении узких или широких сильно сфокусированных пучков волн, а также в случае импульсного излучения длительных сильно сфокусированных импульсов $P(t) \sim R(t)$. В случае излучения коротких импульсов как широких, так и узких пучков волн (так, что измерительный объем целиком находится внутри сосуда), мгновенная мощность доплеровского сигнала $P(t)$ не зависит от радиуса сосуда.

Точность оценки расхода крови

При проведении диагностики кровеносных сосудов положение измерительного объема (части пространства, из которой анализируют доплеровские сдвиги частот) должно соответствовать локализации изучаемого сосуда (его просвета). Точку фокусировки, как правило, устанавливают на уровне изучаемого потока или глубже. Размер измерительного объема может быть произвольно изменен в зависимости от характера диагностируемой области. Несложно видеть, что проведенное выше рассмотрение способно описать практически все важные случаи измерения расхода крови. Подставив (3) в (2) и воспользовавшись теоремой Парсевала, получаем

$$Q(t) = \frac{A_{\max} \hat{V}(t)}{P_{\max}} (2\pi)^{-1} \int_0^{\omega_0} S(t; \omega) d\omega. \quad (9)$$

В выражении (9) средняя по сечению сосуда скорость TAV однозначно связана со средней частотой доплеровского сдвига, которую получают из спектров доплеровского сигнала. При этом оценки

Повышение точности определения объемной скорости потока крови...

Известные данные по сечению сосуда скоростей потока крови $\hat{V}(t)$ могут быть вычислены по средним значениям частот $\hat{\omega}$ доплеровского спектра, если ввести некоторый калибровочный коэффициент β , зависящий от параметров зондирующего пучка волн и характеристик исследуемого потока крови в рассматриваемом сосуде [4]

$$\hat{V}(t) = \frac{1}{\beta} \frac{\overline{\omega(t)}}{2k \cos \vartheta} \quad (10)$$

Значение калибровочного коэффициента при непрерывном излучении широких слабо фокусированных пучков волн равно 1. В случае же непрерывного излучения узких или сильно фокусированных широких пучков волн $\beta = 4/3$. При импульсно-доплеровском зондировании фокусированных пучками волн выражение для калибровочного коэффициента можно записать в следующем виде:

$$\beta = 2 \left(1 - \frac{1}{2C} + \frac{e^{-C}}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{C})} \right) \quad C = \frac{4R^2(1+\gamma^2)}{a^2} (\pi N \cos \vartheta \sigma_0)^{-2}$$

Приведенные выше выражения для полной мощности доплеровского сигнала и формула (9) позволяют оценить корректность предложенной в [5] методики оценки расхода крови. В соответствии с тем, вычисляется при известном значении средней по сечению скорости крови точность оценки тем точнее, чем ближе функциональная зависимость расхода крови (9) от радиуса сосуда к квадратичной, которая характеризует площадь сечения цилиндрического сосуда.

Из полученных результатов видно, что оптимальным режимом для определения объемной скорости потока крови по предложенной в работе [5] методике является непрерывноволновой режим с излучением широких пучков (рис. 1.а). Мощность доплеровского сигнала в этом случае пропорциональна площади поперечного сечения сосуда, поэтому при использовании для определения расхода крови выражения (2) производить измерения наиболее выгодно именно в этом режиме. В то же

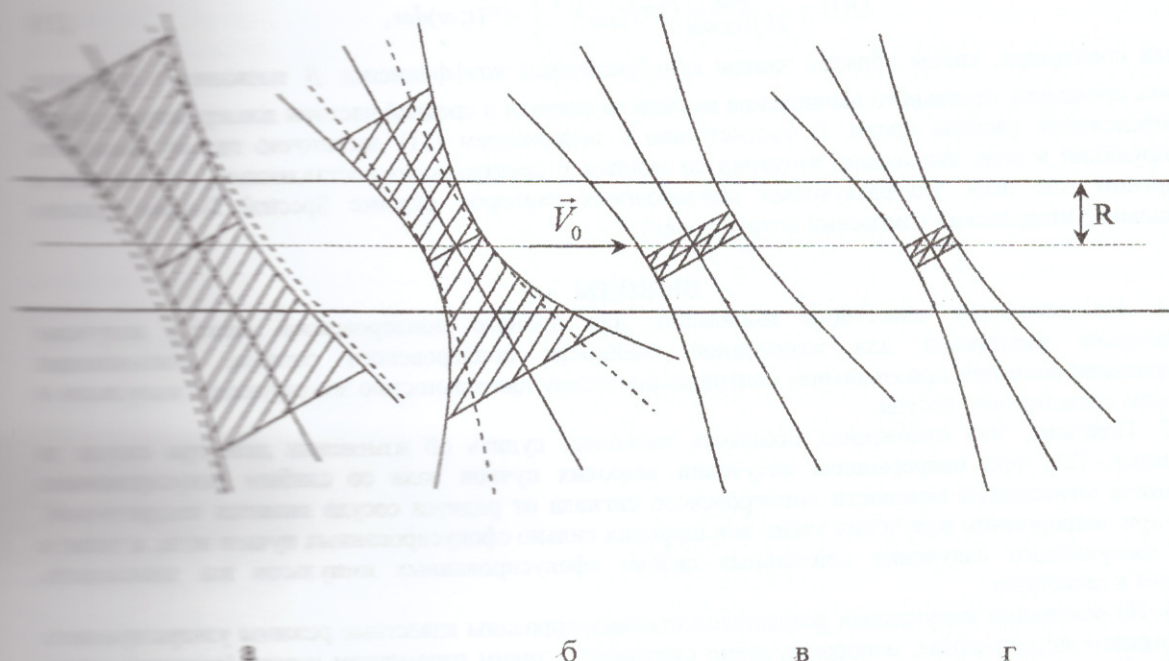


Рис. 1. Различные конфигурации измерительного объема (заштрихованная область), формируемого пучком волн, относительно кровеносного сосуда: а - непрерывное излучение широких нефокусированных (пунктирная линия) или широких со слабым фокусированием (сплошная линия) пучков волн; б - непрерывное излучение узких (пунктирная линия) или широких сильно фокусированных (сплошная линия) пучков волн; импульсное излучение сильно фокусированных пучков волн, длительный импульс; в - импульсное излучение широких пучков волн со слабым фокусированием, короткий импульс; г - импульсное излучение узких сильно фокусированных пучков волн, короткий импульс.

время на практике такой режим зондирования отдельных кровеносных сосудов используется редко из-за ухудшения поперечной разрешающей способности. Исключение составляет хорошо известный метод визуализации, имеющий название Power Doppler (Energy Doppler) или метод отображения мощностей доплеровского сигнала [2]. Этот метод применяют при исследовании сети мелких кровеносных сосудов того или иного органа, причем на экране монитора отображают (как правило, в желто-оранжево-цветовой гамме) распределение в пространстве непосредственно мощностей доплеровского сигнала. Понятно, что мелкие кровеносные сосуды хорошо удовлетворяют условию широкого по сравнению с диаметром сосуда пучка даже при сильном фокусировании волн. В результате отображаемой в этом режиме является, как показано выше, величина, пропорциональная суммарному поперечному сечению всех кровеносных сосудов, попадающих в измерительный объем. При сильном фокусировании относительно коротких зондирующих импульсах возможно получение распределения пространственной плотности мелких кровеносных сосудов с высокой разрешающей способностью.

На практике для исследования магистральных сосудов величина измерительного объема в продольном направлении должна составлять не менее $2/3$ диаметра просвета, что обеспечивает анализ основных составляющих потока [2]. При сканировании абдоминальных сосудов (чревной ствол и его ветви, почечные артерии, печеночные вены), интракраниальных сосудов размер измерительного объема соответствует, как правило, диаметрам изучаемых сосудов (рис. 1.б). К увеличению измерительного объема как в продольном, так и в поперечном направлениях прибегают в случае поискового исследования (при пролонгированных критических стенозах, поиске сосудов малого диаметра и т.п.) Таким образом, вышесказанное подтверждает целесообразность применения конфигураций пучков изображенных на рис. 1.б, в ультразвуковых диагностических исследованиях несмотря на то, что точность оценки расхода крови в этом случае меньше, чем при непрерывном зондировании широкими пучками. В этом случае наблюдается также повышение поперечной разрешающей способности за счет фокусирования волн. Зондирование пучками волн, изображенными на рис. 1.в, 1.г, не может быть использовано для точной оценки расхода крови. Это связано с невозможностью учета пульсации сосудистой стенки ввиду нахождения измерительного объема внутри сосуда. Измерительные объемы малых размеров используют при изучении отдельных компонентов потока (например, определения скорости в центре сосуда), а также в целях уменьшения количества шумов.

Заметим, наконец, что выражение (9) можно представить также в виде

$$Q(t) = \frac{A_{\max}}{2k\beta \cos \theta} (2\pi P_{\max})^{-1} \int_0^{\omega_0} \omega S(t; \omega) d\omega, \quad (11)$$

который показывает, каким образом знание калибровочного коэффициента β позволяет в принципе опустить процедуру отдельного вычисления мощности сигнала и средней частоты доплеровского сдвига при определении расхода крови. В соответствии с выражением (11) достаточно только вычислить фигурирующий в этом выражении интеграл по данным о спектральных составляющих, получаемых в стандартном для всех ультразвуковых доплеровских сканеров режиме Spectral Doppler (режим спектрально доплеровских измерений потока крови).

ВЫВОДЫ

1. На основании известного выражения для полного доплеровского спектра получены аналитические выражения для мгновенной мощности доплеровского сигнала, учитывающие фокусирование волн при произвольном соотношении между длительностью зондирующих импульсов и диаметром кровеносного сосуда.

2. Показано, что мгновенная мощность позволяет судить об изменении диаметра сосуда за кардиоцикл. Так, при непрерывном излучении широких пучков волн со слабым фокусированием зависимость мгновенной мощности доплеровского сигнала от радиуса сосуда является квадратичной, однако при непрерывном излучении узких или широких сильно сфокусированных пучков волн, а также в случае импульсного излучения длительных сильно сфокусированных импульсов эта зависимость переходит в линейную.

3. На основании полученных результатов проанализированы известные режимы ультразвукового доплеровского зондирования, непосредственно связанные с таким параметром потока (потоков) крови, как полная мощность доплеровского сигнала. Предложено выражение, позволяющее уточнить методику определения объемной скорости потока крови в процессе ультразвуковых диагностических исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фиш П. Доплеровские методы // Применение ультразвука в медицине / Под ред. Хилла К.М.: Мир, 1989. С.395-432.

2. Лелюк В.Г., Лелюк С.Э. Ультразвуковая ангиология. – М.: Наука, 2003. – 322 с.
3. Babinik E.A. Pulsed Doppler flow-line spectrum for focused transducers with apodized apertures // *Ultrasonics*. – 2001. – V.39, N2. – P.311-317.
4. Баринник Е.А., Скресанова И.В. // *Вісник ХНУ №716. Біофіз. Вісн.* – 2005. – Вип.2(16). – С.80-85.
5. Присаус А.Н., Луцкич У.Б., Найда С.А. Повышение эффективности измерений параметров кровотока в ультразвуковых доплеровских системах / Сборник трудов акустического симпозиума «Консонанс-2005», Киев, 27-29 сентября 2005 г., с. 273-278.
6. Баринник Е.А. Влияние дифракционной расходимости и ширины пучков волн на спектр доплеровского сигнала // *Акуст.журн.*-1992. – Т. 38, N2. – С.237-244.
7. Баринник Е.А. Локальные эффекты формирования ультразвукового доплеровского отклика биологических сред // *Акуст. вісн.* – 2004. – Т.7, N2. – С.3-24.2003.
8. Баринник Е.А. Ширина спектра доплеровского сигнала при импульсном режиме излучения // *Акуст. журн.* – 1993. – 39, N5. – С.939-941.